

9351

Bibl. Jag.

11



1

Contribution à la théorie des mouvements des liquides visqueux,
et en particulier des ~~mouvements~~ problèmes
~~restant~~ (en deux dimensions).

Conditions suffisant à la détermination du mouvement.

§1) ~~On sait que~~, D'après les recherches des H., K., R., les équations
qui définissent le mouvement lent des liquides visqueux au cas du
régime permanent, c'est-à-dire :

(1)

n'ont qu'une seule intégrale ~~complément~~ satisfaisant aux conditions
de la continuité et à la condition que les vitesses u, v, w prennent
des valeurs données à la surface de l'espace en question. Donc, si l'on a
trouvé une telle solution, on sait que c'est la seule possible.

Mais ~~des~~ difficultés se présentent, lorsqu'on ~~essaie~~ ^(en s'appuyant sur ce théorème) de construire
~~des mouvements~~ ^{si l'on veut profiter de ce théorème pour}
des ~~problèmes~~ qui correspondraient aux problèmes ^{fournis par} de l'expérience.

D'abord il faut remarquer, que les preuves du théorème mentionné
~~reposent sur~~ la supposition sousentendue que l'espace V , à la surface
duquel les valeurs des vitesses sont données, ne soit pas infini.
Car elles exigent qu'une intégrale de la forme $\int \dots$ devienne zéro
par suite de ce ^{que} la grandeur F y ~~est~~ ^{est} zéro, ~~et ce~~ ^{un} raisonnement, qui
n'est pas applicable au cas d'une surface S d'infini, où $\lim F = \infty$.

En effet nous ^{plus loin} ~~avons à faire avec~~ ^{quelques} ~~des~~ mouvements
~~rencontrons~~ (différents) $\rho \dots$ qui tous

1
The first of these is the fact that the
the first of these is the fact that the
the first of these is the fact that the

The second of these is the fact that the
the second of these is the fact that the
the second of these is the fact that the

The third of these is the fact that the
the third of these is the fact that the
the third of these is the fact that the

The fourth of these is the fact that the
the fourth of these is the fact that the
the fourth of these is the fact that the

The fifth of these is the fact that the
the fifth of these is the fact that the
the fifth of these is the fact that the

The sixth of these is the fact that the
the sixth of these is the fact that the
the sixth of these is the fact that the

The seventh of these is the fact that the
the seventh of these is the fact that the
the seventh of these is the fact that the

The eighth of these is the fact that the
the eighth of these is the fact that the
the eighth of these is the fact that the

The ninth of these is the fact that the
the ninth of these is the fact that the
the ninth of these is the fact that the

The tenth of these is the fact that the
the tenth of these is the fact that the
the tenth of these is the fact that the

The eleventh of these is the fact that the
the eleventh of these is the fact that the
the eleventh of these is the fact that the

~~seulement~~ satisfait à la condition lin... 20 (tant que ~~la~~ la seule solution qui ~~coïncide~~ ^{coïncide} avec l'immobilité du liquide aux parois d'un vaisseau de grandeur finie est l'état ~~de~~ ^{du} repos ~~ou~~ stable).

Donc le théorème en question n'est pas vrai dans ce cas.

Remarquons de plus

§2). Ensuite on observe qu'en ~~réduisant~~ ^{en reliant} qu'on ~~produit~~ ^{en reliant} des mouvements établit un régime permanent du mouvement, en pratique, ~~dans~~ ^{un} dans ? le conduit donné ~~avec~~ ^{avec} deux réservoirs, où l'on maintient une ~~différence~~ ^{avec} des pressions hydrostatiques différentes. L'expérience nous montre, qu'alors le mouvement est défini, pour ~~un~~ un conduit donné, par la différence de ^{la} pression exercée sur les surfaces du liquide dans ces réservoirs, et qu'il est indépendant de la forme et de ~~la grandeur~~ ^{des} dimensions de ceux-là, s'ils sont de grandeur suffisante.

Donc la question s'impose, si ces conditions ^{aux limites données par l'expérience} qui déterminent

définissent le problème théorique nous nous demandons :

c'est à dire, dans quel cas suffira-t-il ^{pour déterminer le mouvement d'indiquer les limites de cette grandeur, de}

de la pression, ~~suffit~~ ^{au lieu de ces trois grandeurs vitesses}, ~~suffit~~ ^{à la détermination théorique du mouvement}

C'est évident que

(En général) ~~Il ne suffit pas~~ (La connaissance de la pression n'est pas

suffisante, en général, ~~à la détermination~~ ^{mais} (il suffit de connaître les

trois ^{tensions} ~~pressions~~ ^{survenant} ~~sur~~ ^{sur} la surface S , (si S est fini)

ce qui se vérifie aisément à l'aide de l'équation 2 qui se suivra.

§3). Dans le cas d'un espace S infini, au contraire, on prouve une proposition qui explique les questions soulevées ci-haut :

Une distribution donnée des ^{tensions} ~~pression~~ ^{(finies) exercées} ~~par~~ ^{agissants} dans
 l'infini, ne peut produire ^{pour des forces données} dans un vaisseau donné qu'un seul
 mouvement, fini. Nous y appelons mouvement fini
^{Tels} ~~les~~ ^{monvements} ~~seront~~ ^{appelés} "finis", qui ont des vitesses finies ^{partout} (et
 en outre, dont le flux totale ^{traversant} ~~passant~~ la surface S — ^{égalé} ~~est~~ des volumes
 des vitesses — reste fini, lorsque S s'étend à l'infini.
 C'est à dire

Un cas spécial du mouvement fini, qui ^{contient tous les} correspond aux exemples
^{réalisables en pratique} mentionnés au paravant, c'est le mouvement qu'on pourrait appeler
 "à l'infini", mais de telle sorte qu'aucune ne ^{reste dans une distance} ~~passa~~ ^{dans} l'infini dans toute son
 étendue. ^{car} Dans ce cas chaque tube de flux peut être coupé, dans
 l'endroit où ^{il se trouve dans une} ~~il y a une~~ ^{distance} finie, ^{de telle sorte} ~~pour~~ ^{si} que la somme des coupes traversées
 Σq soit finie. Par conséquent le flux qui les traverse $\Sigma (v)q = Q$
 sera fini et par suite de l'invariance du produit vq le long d'un
 tube de flux : lin ~~Si~~ ~~pas~~ ^{Si} il n'y a pas des lignes de
 flux fermées de signe d'égalité sera valable.

§ 4). D'abord c'est facile de démontrer qu'aucun mouvement
 qu'il ne peut pas naître de mouvement fini, ^{tensions} ~~pas~~ si les ~~pression~~ ^{pression} à l'infini
 sont zéro. Cela résulte de l'équation qui exprime l'égalité de travail
 exercé par les ^{tensions} ~~pression~~ sur la surface S et de l'énergie dissipée
 par suite de la viscosité:

Cette équation, on Φ désigne... la fonction dissipative, ^{s'obtient par} ~~substitution~~ de la substitution des grandeurs

et par intégration partielle ^{etc.} en ayant égard aux équations (1).
L'intégrale ~~de surface~~ double s'étend sur la surface extérieure de S , sur les parois ^{stables} ~~qui contiennent~~ ^{comprend} ~~et~~ ^{en général, sur} tous les surfaces où $p \dots$ ~~qui limitent le mouvement~~

sont des continues. Mais par des simples raisons ^{de} mécanique, ~~et~~ ^{des} ~~telles~~ surfaces de discontinuité ~~sont impossibles~~ au sein du liquide; ce n'est que sur ~~les~~ certaines lignes ou dans certains points des parois (que telles discontinuités sont ^{possibles} admissibles. ^{ne peuvent pas exister} ~~ex. sur des arêtes pointues~~)

Mais dans ce cas la condition doit être satisfaite que le travail exercé par les pressions sur ^{une} la surface qui enveloppe ^{endroits de discontinuité} ces points ~~ou lignes~~ ^{la valeur} se réduise à zéro, lorsque cette surface se rétrécit à zéro, puisque ~~le~~ ^{le} paroi immobile ne peut ^{pas} produire de travail. ^{Nous ne considérons que} Or telles relations des équations (1) ~~seulement~~ ^{car elles}

^{seront employées} ~~seules~~ ^{simples} ~~seulement~~ ont une signification physique. ^{peuvent s'appliquer aux problèmes physiques.}

Dans l'équation 2) la partie de l'intégrale ^{double} ~~superficielle~~ qui se rapporte aux parois immobiles, ne contribue ^{en} rien à la valeur du travail, ~~car~~ par suite de l'adhésion complète du liquide aux parois (c'est à dire $u=v=w=0$) Il n'y reste ^{que ce qui provient des parties} ~~que les parties provenant~~ ^{de} la surface S situées au sein du liquide. La valeur absolue de cette intégrale sera ~~la~~ moindre, évidemment

Let us see if we can find the time to write a letter to you. I am sure you will be interested in the results of the experiments.

I have been thinking of you very much lately. I hope you are well and happy. I have been very busy lately, but I have managed to find some time to write to you.

I have been thinking of you very much lately. I hope you are well and happy. I have been very busy lately, but I have managed to find some time to write to you. I have been thinking of you very much lately. I hope you are well and happy. I have been very busy lately, but I have managed to find some time to write to you.

I have been thinking of you very much lately. I hope you are well and happy. I have been very busy lately, but I have managed to find some time to write to you. I have been thinking of you very much lately. I hope you are well and happy. I have been very busy lately, but I have managed to find some time to write to you.

que le produit de la grandeur g (défini dans § 3) dans les valeurs
maximales des ^{tensions} pressions p_x, \dots qui agissent en S . Mais ~~elles-ci~~
~~se réduisant à zéro~~ tendant vers zéro lorsque nous étendons S à l'infini, ce qui fait
vanir l'intégrale double. Donc la portion Φ sera zéro, ce qui exige,
~~ou que~~ ~~que~~ ~~puisque~~ qu'on ~~ait~~ ait partout $u=v=w=0$.

~~Après~~ Les mouvements lents (1) obéissent à la loi de superposition,
~~pourvu qu'on~~ ~~on peut~~ ~~pour~~ ~~suivre~~ ~~une~~ ~~voie~~ ~~de~~
~~donc~~ ~~on~~ ~~peut~~ ~~raisonner~~ ~~de~~ ~~la~~ ~~même~~ ~~manière~~ bien connue:
s'il y avait deux ^{différents} mouvements u, \dots , ~~qui seraient possibles~~
compatibles avec la même distribution des ~~pressions~~ tensions p_x, \dots -
alors la différence $u-u' \dots$ ~~représenterait un mouvement produit~~
~~par des tensions~~ ~~zéro~~; ~~mais~~ nous venons de démontrer ^{que dans ce cas} ~~(cette~~
~~différence~~ ~~est~~ ~~zéro~~ partout.
~~notre~~

Donc ~~la~~ proposition concernant la détermination du mouvement à l'aide
des trois tensions agissant à l'infini est démontrée.

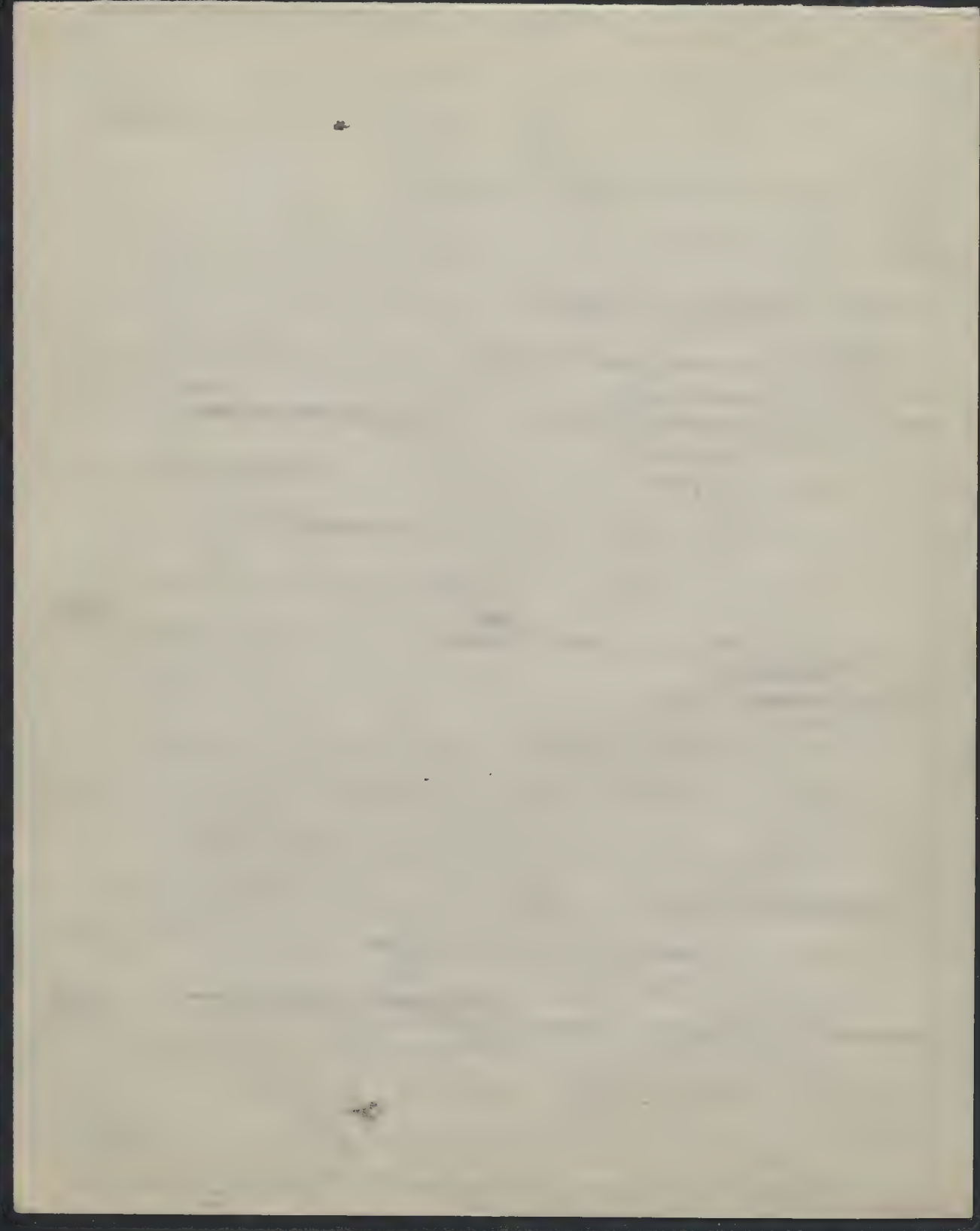
§ 5. Considérons encore ~~à~~ l'état du mouvement à l'infini.

On ~~peut démontrer~~ prouve aisément que le vaisseau dans lequel le
mouvement a lieu ~~est~~ (avoir une section ~~finie~~ dans l'infini, ~~ou~~
~~ne peut pas~~)

~~mouvement appartenant à la classe~~ ~~si~~ ~~il est produit~~ ~~un~~ ~~mouvement~~ ~~fini~~ ~~par~~

des pressions finies agissant à l'infini.

Il ~~est~~ ~~fin~~ de préciser ce que nous appelons section ~~si~~ ~~construisons~~ ~~une~~ ~~sphère~~
à rayon R , autour de l'origine des coordonnées; ~~ce sera cette~~ ~~partie~~ ~~de~~ ~~la~~ ~~surface~~ ~~qui~~



y est découpée par l'intersection avec les parois du vaseau

On imagine que cette section soit finie. Dans ce cas il faut distinguer :

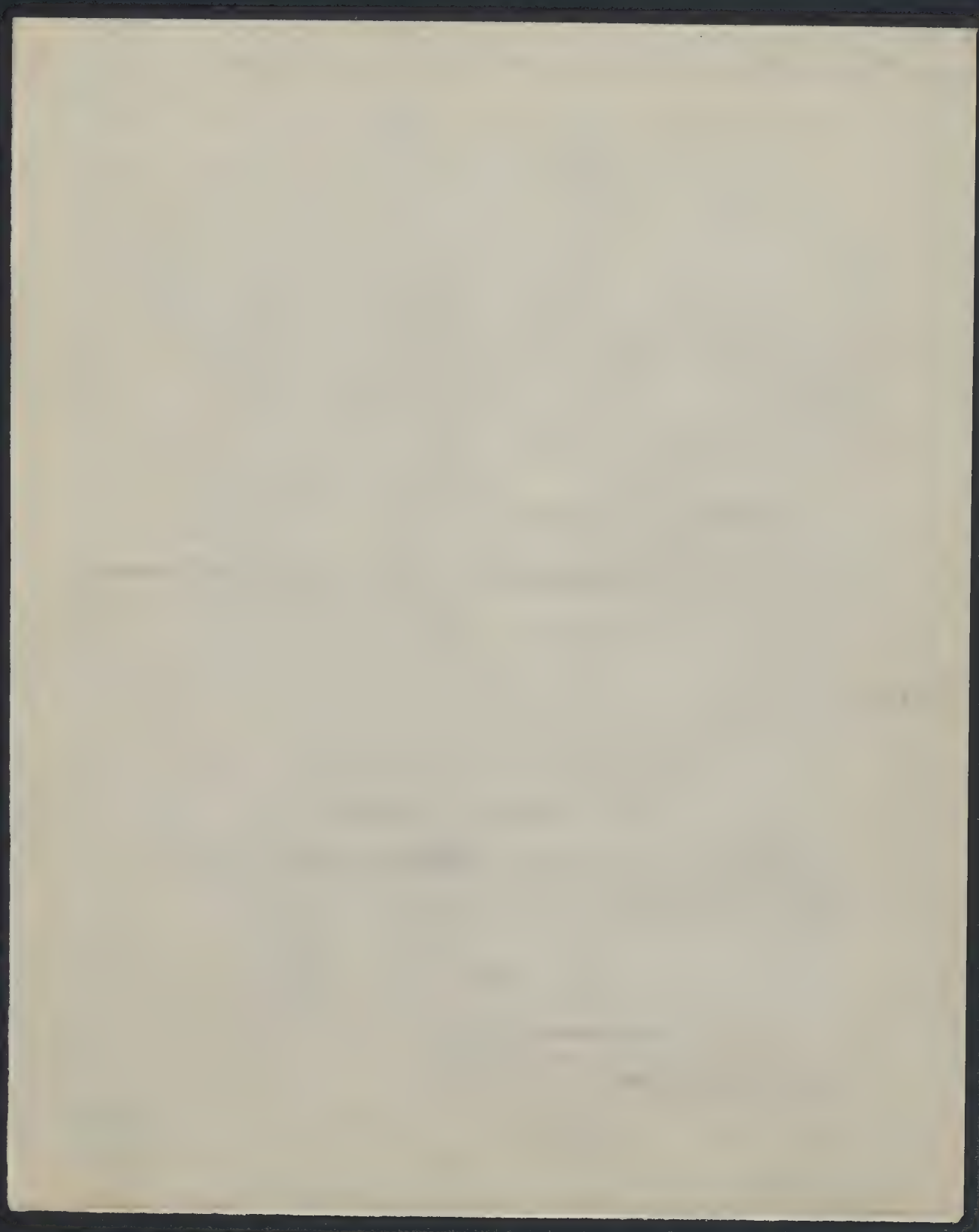
Où les vitesses à l'infini sont $\lim_{\infty} v$ infiniment petites, et par conséquent le travail exercé par les tensions est vanissant ce qui entraîne d'après (2) que Φ soit zéro partout, donc $u = v = 0$.

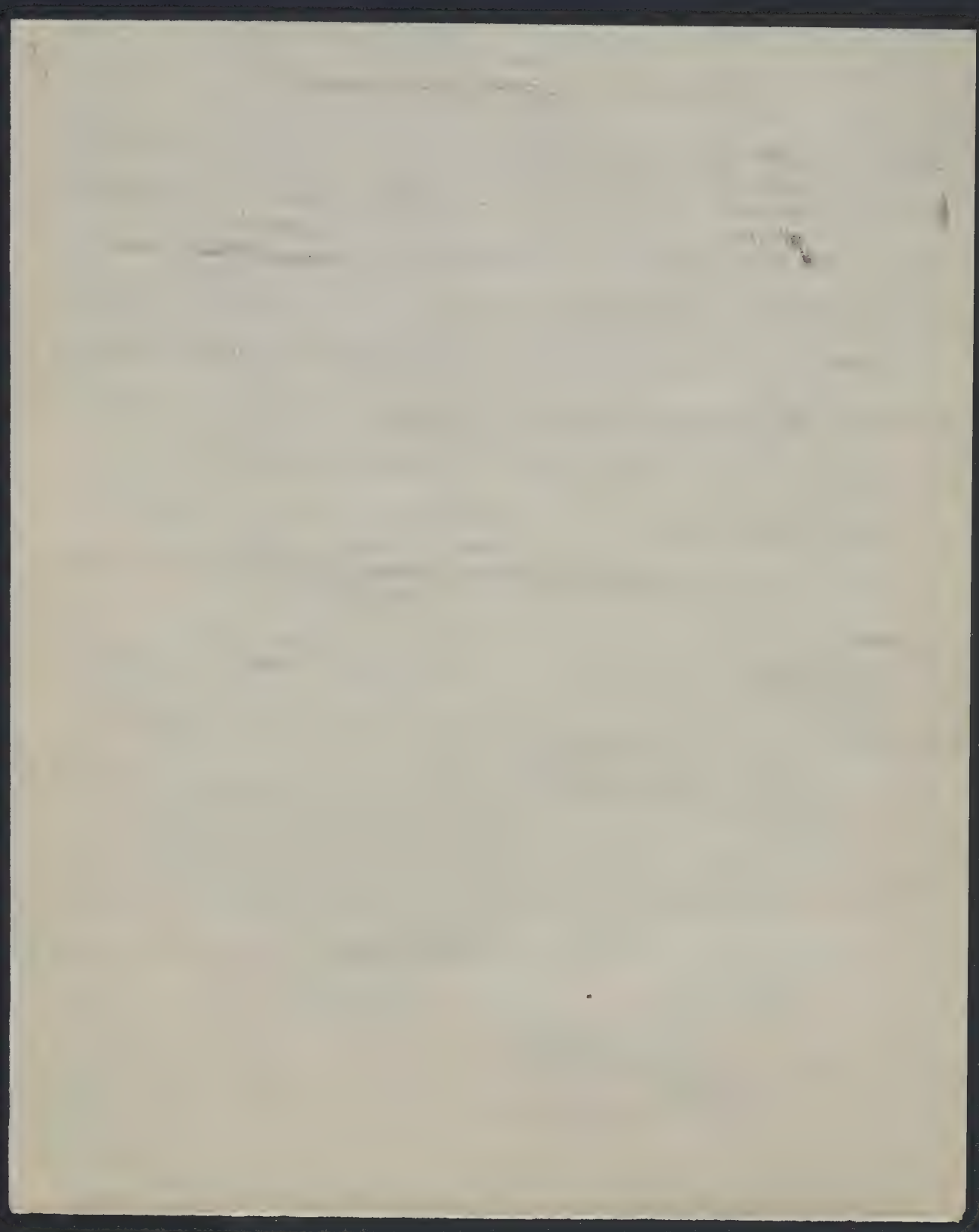
On les vitesses y sont finies ~~et par conséquent aussi la valeur du travail~~ ; mais ce serait en contradiction avec ce que Φ par suite des valeurs finies de $\frac{\partial u}{\partial x}$ etc. ~~ne~~ ne serait zéro nulle part, donc $\iint \Phi$ du serait infini.

Donc il $\frac{en}{p}$ résulte la nécessité d'une section $\lim_{\infty} S$ infinie.

Par conséquent, ^{il faut, à fin que} (le mouvement soit "fini", ^{que} les vitesses ~~doivent être~~ ^{soient} infiniment petites à l'infini, comme $\frac{1}{R}$ dans le cas de trois dimensions, comme $\frac{1}{R}$ dans le cas de deux dimensions (avec exception de certains points singuliers). ^{De même} en général ~~on~~ les dérivées $\frac{\partial u}{\partial x} \dots$ y sont ~~afin~~ vanissantes, ce qui résulte aussi de ce que $\iint \Phi$ du doit être fini. ~~Donc on~~ On en conclura d'après (3) que : $\lim_{\infty} p = 0$; $\lim_{\infty} p = 0$;

Donc en général il suffit ~~de~~ pour la détermination complète des ~~Donc on en peut déterminer~~ mouvements finis, qui s'étendent à l'infini, ^{problème correspondant aux phénomènes de poutre} de fixer la distribution d'une grandeur seulement : de la pression p qui régit à l'infini. ~~Et cela explique les questions~~ soulevées dans le § 2.





Mais la solution se présente sous une forme ~~plus~~ ~~très~~ connue lorsque nous introduisons la fonction ^{de flux} ψ , à l'aide des relations: ---

Où qui avoir déterminé p on pourrait déduire u, v , ~~des équations (1)~~ en appliquant aux équations (1) des méthodes de la théorie du potentiel

et les variables indépendantes: ---

Il en résultent les relations:

La fonction ψ doit satisfaire à l'équation qui se déduit de (5):

(8)

Dont la solution générale est: ψ .

Mais comme ψ doit être réel, ces solutions appartiennent à une des deux classes --- (où f signifie une fonction réelle):

A D

ou elles résulteront de la superposition de deux ^{telles} fonctions, et en outre d'un mouvement ordinaire ~~potentiel~~ correspondant aux termes f_0, f_1 :

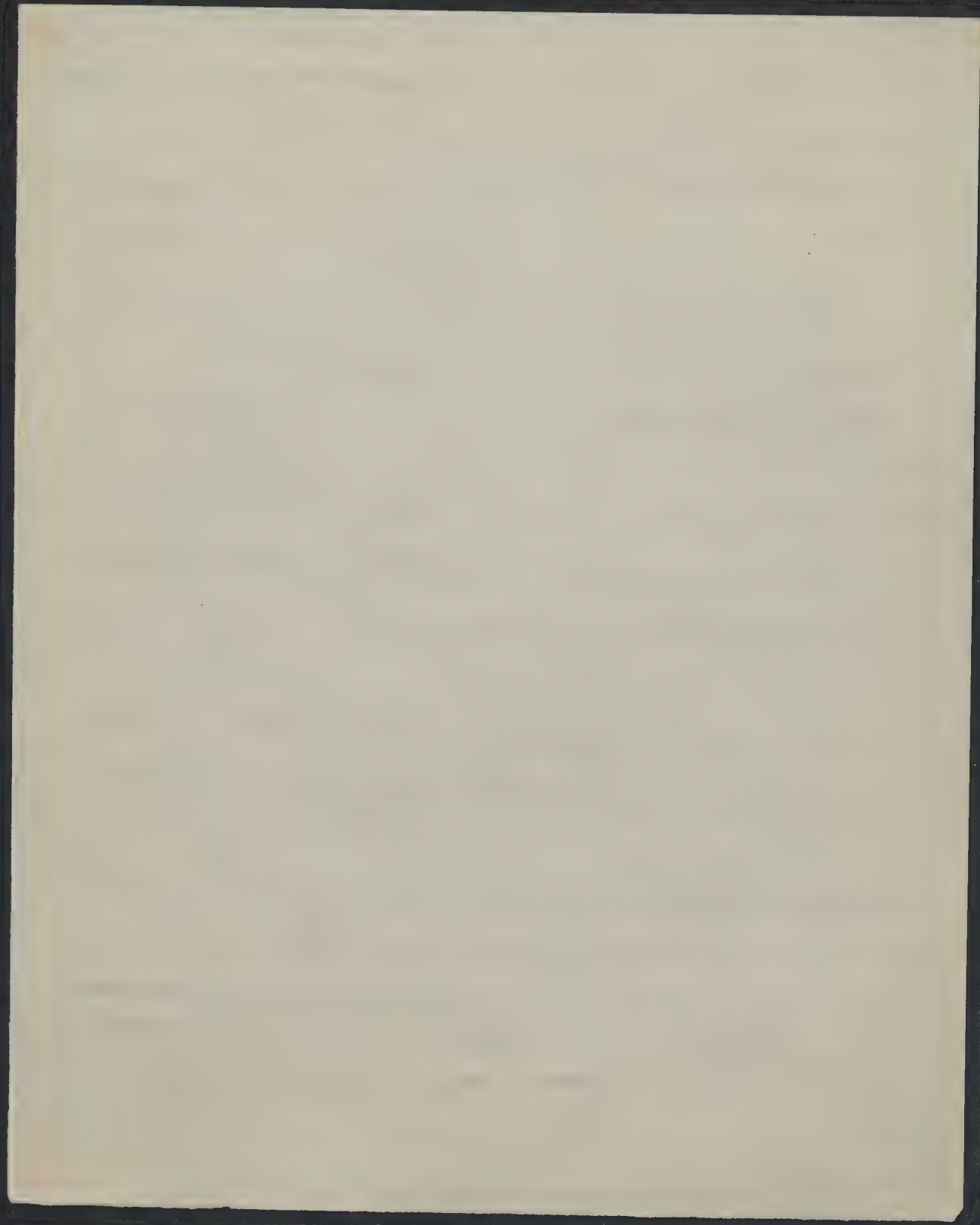
C).

D).

Comme paroi du vase nous pouvons regarder des surfaces où $u = \dots = 0$ dont l'équation peut être notée dans la forme: (12)

Mais nous ne savons pas, comment ψ ~~est~~ ^{la} solution ~~est~~ ^{on doit choisir} qui corresponde à une certaine forme des parois, ~~mais ne savons pas même, s'il y a toujours de~~ telles solutions. (*) et donc pas certain

Je t'en prie



~~C'est certain~~

en général

Nous savons seulement que les fonctions f n'ont pas des points réguliers dans l'espace rempli par le liquide, si le mouvement est fini; ~~elles~~ ^{elles} seront situées dans l'espace occupé par les parois ou ~~de~~ au delà des parois.

Nous étudierons plus en détail

§ 71. ~~Entraînement~~ (le cas le plus simple : d'une paroi plane $y=0$.

Adoptons d'abord la forme -- avec le mouvement ^{potentiel} correspondant d'où résultent les expressions : (13)

En y substituant -- pour les valeurs de u on parvient à la relation : qui transforme les équations (13) dans (14)

Donc ~~en substituant~~ on obtiendra un mouvement compatible avec la condition de repos à la paroi -- en y substituant une fonction quelconque qui n'a qu'un valeur --

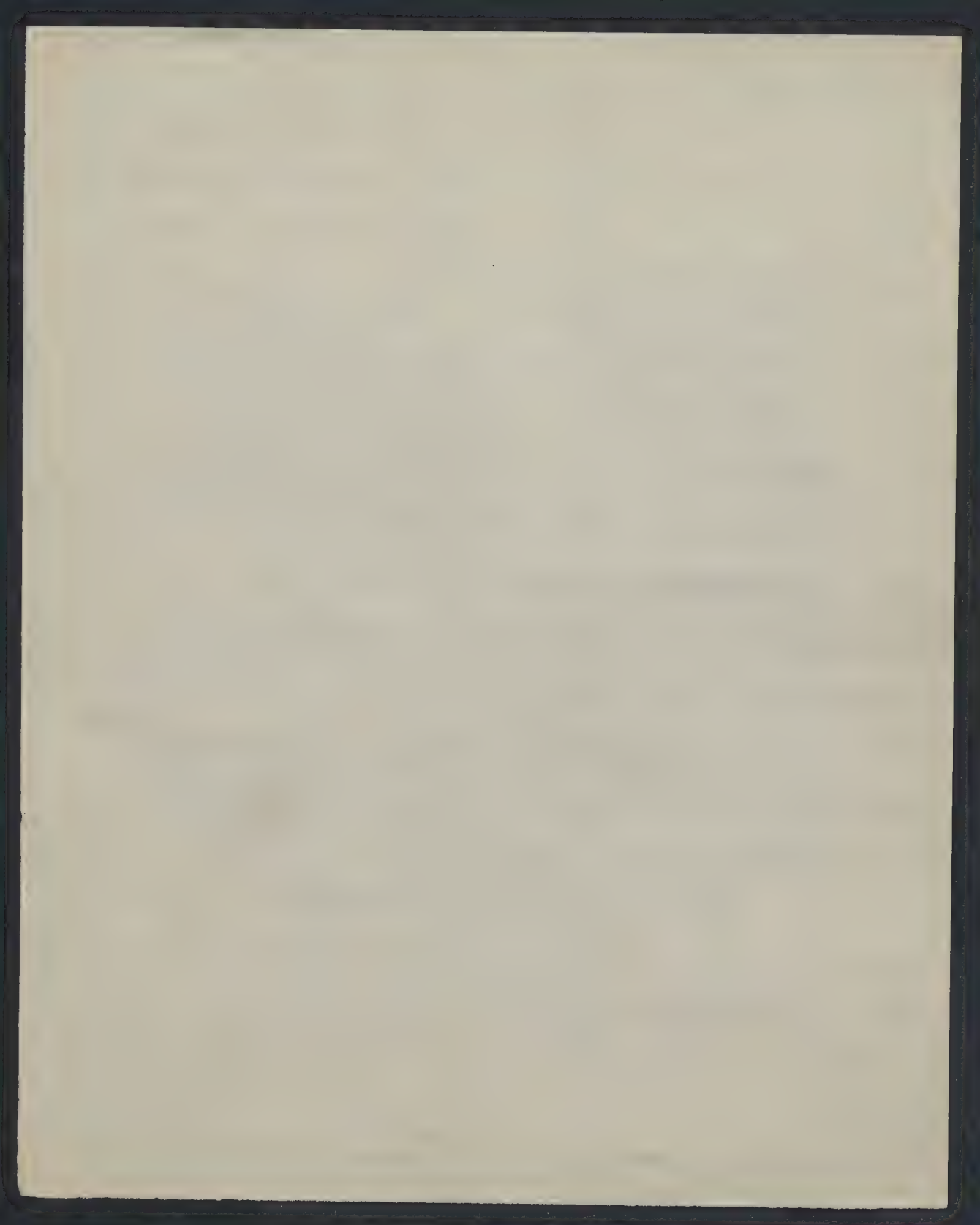
mais en général ces mouvements ^{qui} n'appartiennent pas à la classe finie ~~et sont~~ ^{ne sont} pas intéressants.

Mais adoptons la forme : (15)

où $r_1, r_2, \theta_1, \theta_2$ désignent les ^{rayons} ~~distances~~ ^{entre les} points ± 1 et $\pm \alpha$, et les angles ^{la} inférieurs avec l'axe X, tandis que r, θ désigneront dans ce qui suit les valeurs analogues par rapport au point 0.

Cette fonction n -- mais ^{en la substituant dans (14) on remarque} ~~et nous devrions les vitesses de (14)~~

^{que les vitesses} ~~nos axes, qu'ils~~ ^{pour} ~~se valent~~ ^{$\theta_1 = 0 = \theta_2 = 0$ et $\theta_1 = 0 = \theta_2 = 0$, c'est-à-dire} ^{pour la paroi dans l'étude de ± 1 les} ^{portées de l'axe X étudiées}



Par conséquent on peut dire ^{adoption} ~~et si on adopte~~ ~~adoption~~ ~~cette part~~ ^{ces parties comme des points} comme une barrière impenétrable
ce qui fait
nous faisons la fonction -

Les équations (10) nous donnent la valeur du travaillement
de
et la pression P_1 comme fonction adjointe :

Dans une distance infinie on aura les pressions p_1 et p_2 positives,
... pour p_1 et p_2 correspondant d'épaisseur, pour les parties
correspondantes de l'épaisseur. La différence de pression des deux côtés
de la paroi, qui produit le mouvement, est 4 fois moindre; pour des valeurs
différentes il ne faudrait que multiplier toutes les vitesses dans la même
proportion.

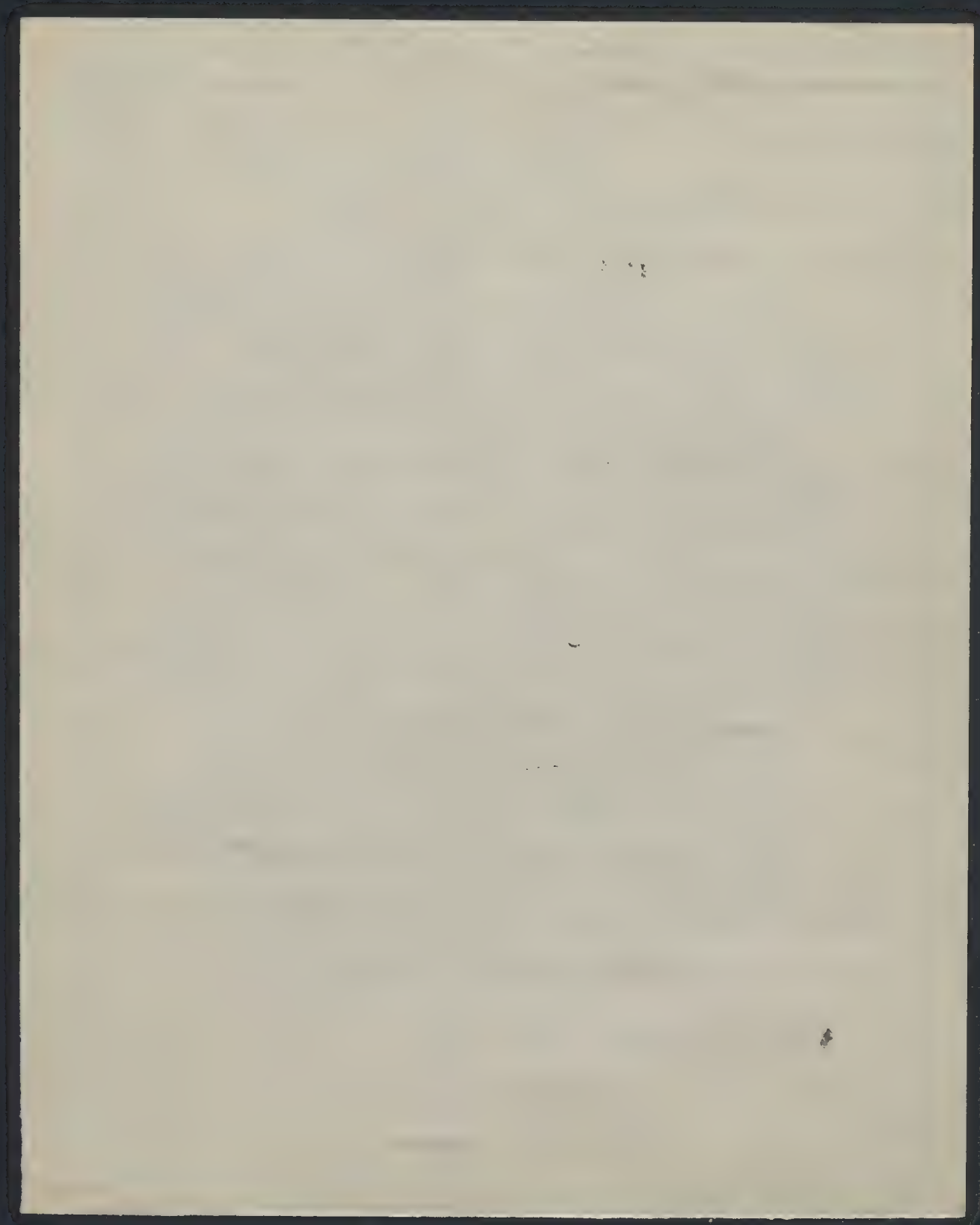
La vitesse entre les points $\pm c$ est v et ce qui est l'état du
liquide qui ~~pass~~ passe par cette ouverture :

on en terme de la pression active P_2 :

Comme c'est un mouvement fini, c'est le seul ~~moment~~ ^{telle} représentant
qui corresponde à une différence de pression des deux côtés. Les lignes de flux
qui ~~déterminent~~ ~~les~~ ~~lignes~~ représentent et icoulement sont ...

Il faut compléter encore
§8. (Cette analyse ~~de~~ ~~la~~ en examinant l'état du mouvement ^{sans l'inspiration}
dans le voisinage immédiat des points $\pm c$

Pour une distance r très grande on a :



Comme
~~En considérant~~ ~~que~~ c'est une quantité très petite, on tire de (16): (11)

∴ (21)

~~Donc~~
Dans une distance considérable de l'ouverture le liquide ~~se meut~~ est animé d'une ^{vitesse} ~~mouvement~~ radiale; ~~avec la vitesse~~ V_r

Ces équations (20) peuvent être considérées comme dérivées d'un écoulement par une ouverture très petite ^{perforée} dans la paroi 1 — elles ~~sont donc~~ coïncident avec la solution obtenue par Rayleigh, pour l'écoulement ^{d'une source située} ~~d'un très infiniment petit~~ dans la périphérie d'un cercle, (—) dans le voisinage immédiat de cette source.

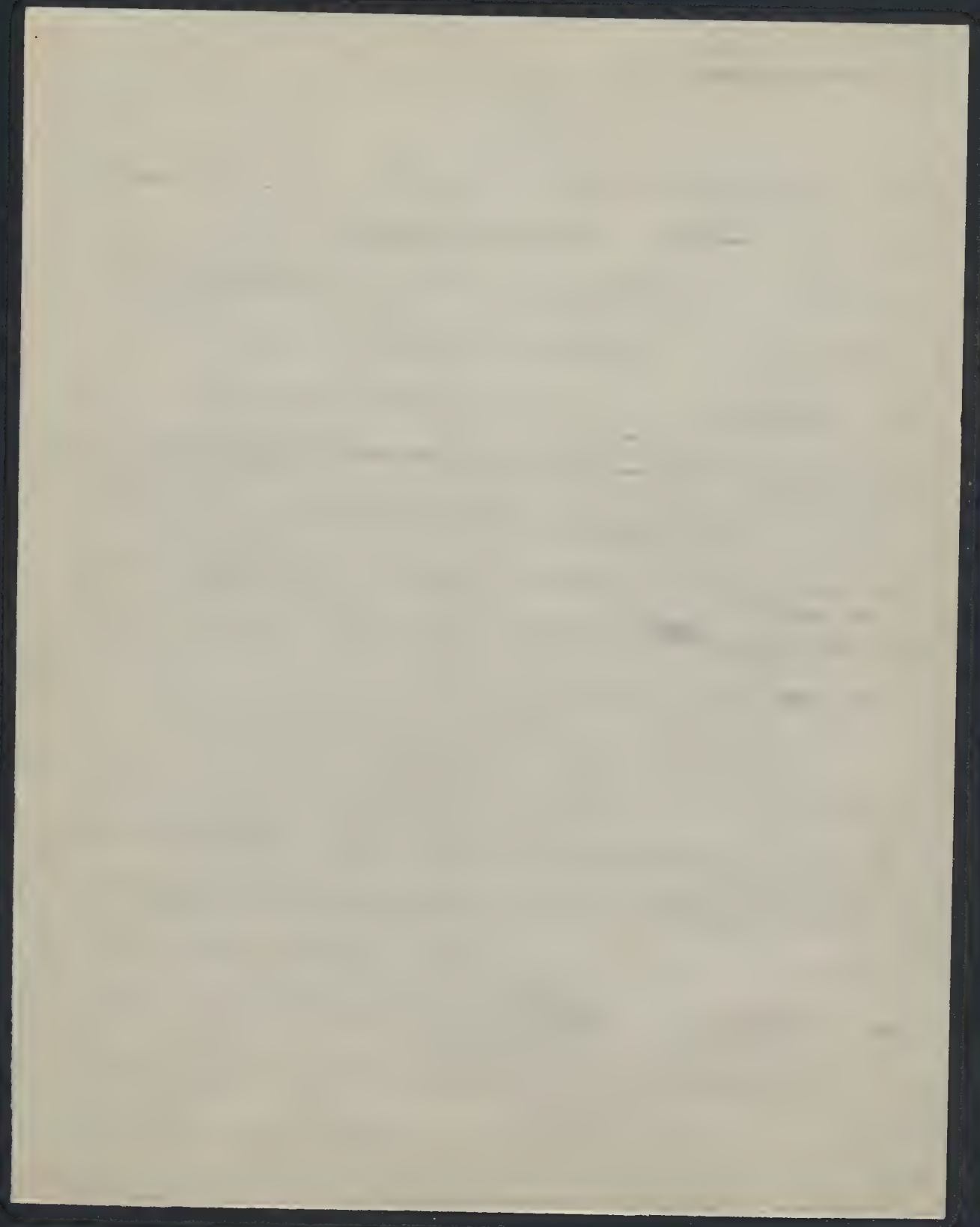
La même solution s'obtient directement de (19) ~~par~~ en supposant: ^{cette méthode} mais ~~cette~~ ~~n'explique~~ ~~pas~~ l'état dans le point singulier 20.

On en ~~peut~~ dériver les fonctions φ_2
et les ...

qui résultent aussi des équations — à l'aide du développement:

~~On~~ Pour une distribution donnée des sources et des puits sur la paroi 120 le mouvement résultant, compatible avec la condition du repos sur le reste de cette paroi, s'obtiendrait par sommation (ou intégration) ~~des~~ expressions (21) ~~et~~ multipliées par des ^{constantes} ~~coefficients~~

§9. Il fin d'examiner l'état de mouvement dans le voisinage immédiat du point 20, développons la fonction (20) en se servant des relations:



~~de cette manière~~ ce qui donne, en négligeant les termes d'ordre supérieur :

(24)

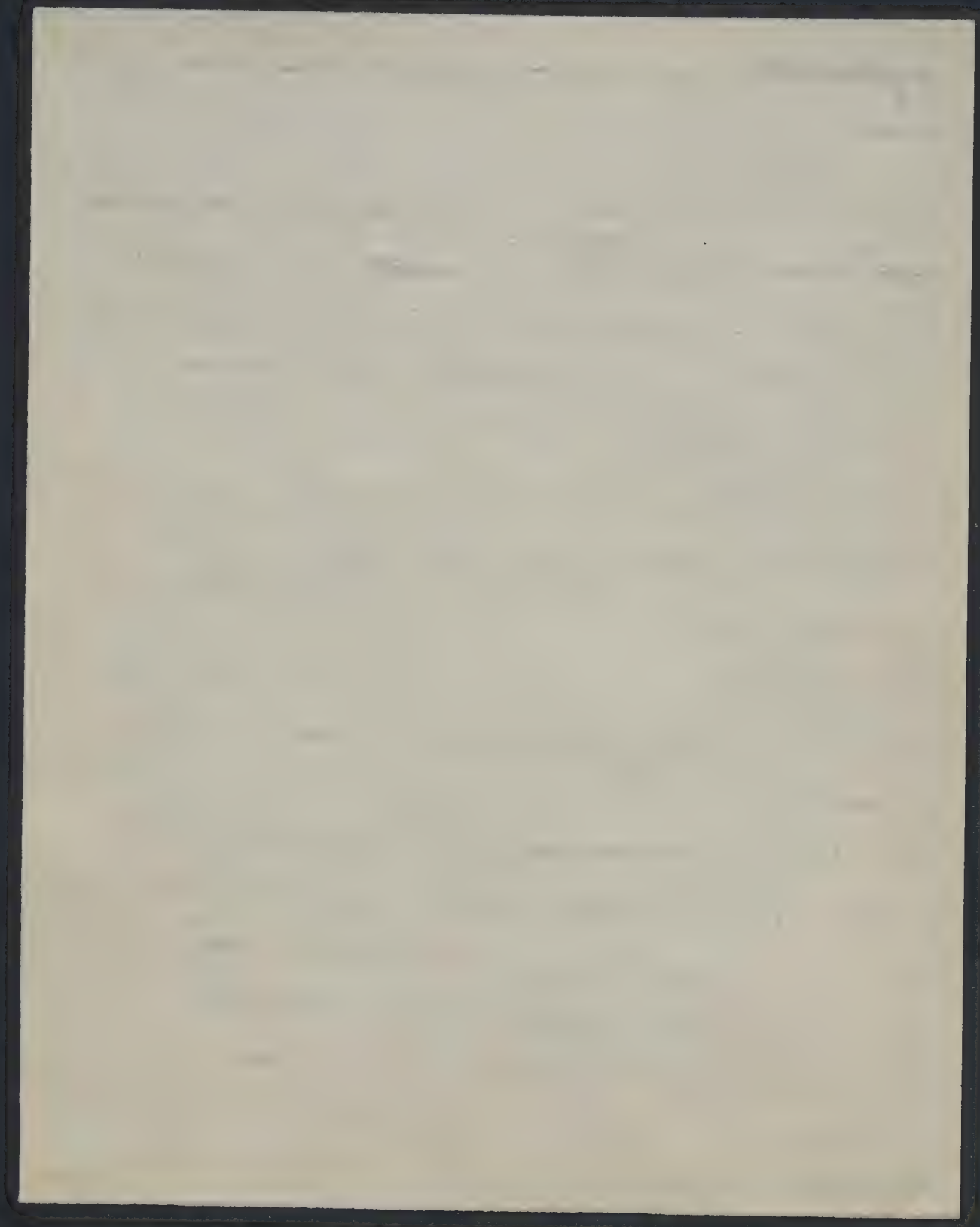
On voit que les vitesses sur des arêtes pointues ne sont pas infinies, ^{ce qui} on pourrait juger ^{à première vue} (d'après (16)), ~~comme~~ et ce qui serait le cas au contraire dans un liquide idéal. C'est un résultat de grande portée mais ~~qui~~ ^{qui} sont zéro, sur la théorie de Helmholtz concernant la formation des jets d'effluents des liquides.

La même équation (24) résulte des équations (14) par la substitution elle représente le passage d'un liquide infini ~~au point~~ autour d'une arête pointue, ~~comme nous~~ p. (2).

Les lignes de flux, qui résultent de ψ sont des paraboles focales avec le point $+c$. Les mêmes eq. fournissent les valeurs des totales et de u, p .

Ces fonctions sont indéfinies dans le point c , elles varient à l'infini § (10). Les exemples §. - nous donnent l'occasion de montrer, qu'il y a aussi d'autres mouvements compatibles avec les mêmes ^{donnés aux} limites c'est à dire avec les mêmes parois et la même distribution de la pression à l'infini, mais il n'y a pas ~~de~~ de mouvement fini que le mouvement (16).

Adoption p. 44. la forme ^{supposition d'} avec un mouvement correspondant D et procédons de la même manière que dans le § 7. Nous trouvons :



ce qui remplira les conditions .. à la paroi 400 pour des fonctions ?

La substitution de f donne :

28)

C'est un mouvement qui ~~remplit~~^{satisfait} la condition donc on pourrait le superposer sur (26) sans changement de la pression à l'infini, mais il appartient à la classe des m... infinis puisque

Il correspond à un passage du liquide le long d'une paroi percée d'un trou $fy-3$.

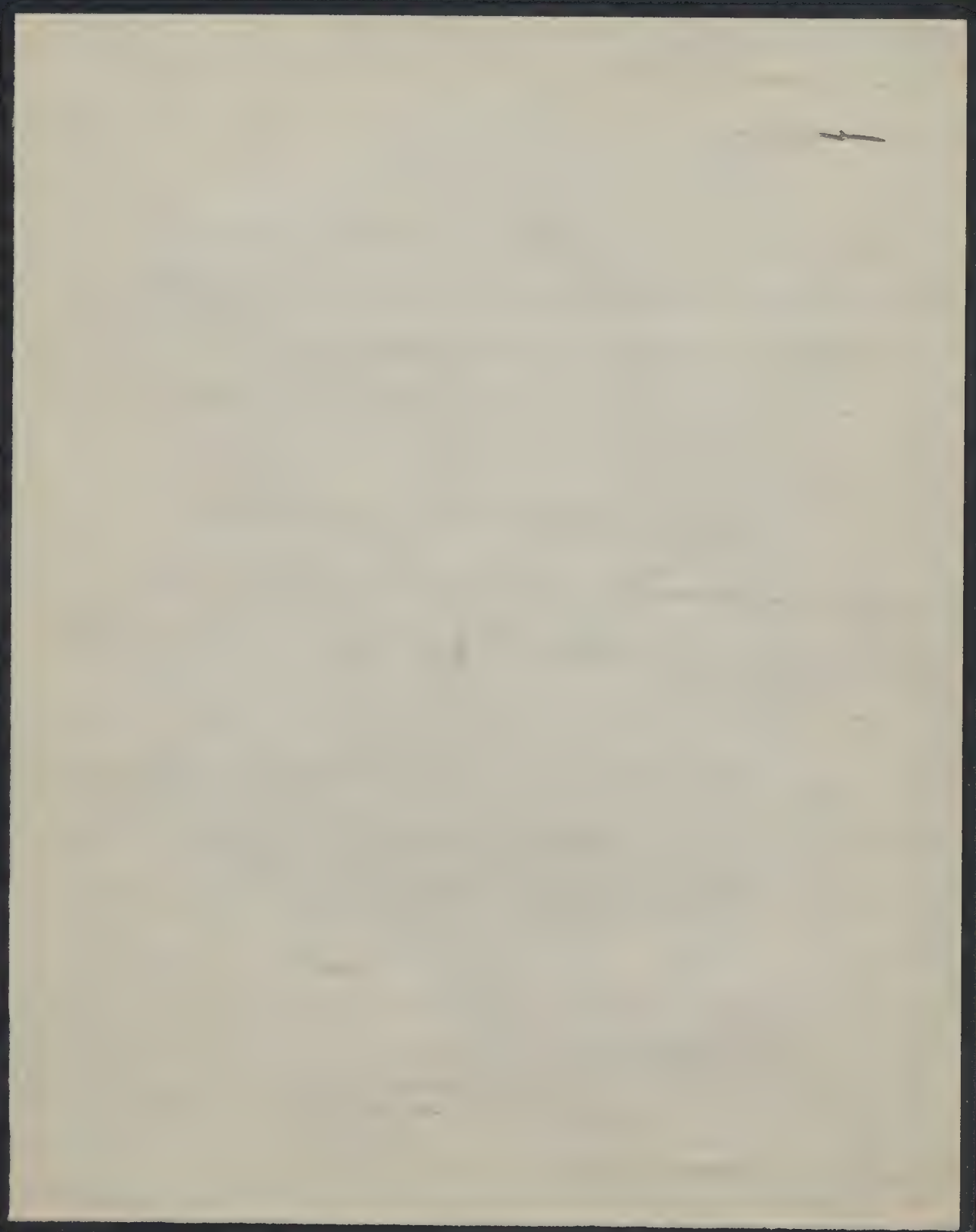
§ 11). Si nous examinons l'état dans le voisinage de ~~un~~^{un} ~~point~~^{point} non autre :

ce qui on ^{déduit} déduit de (27) par la sub. $foi = \frac{1}{2}$ cela représente le passage ~~de~~^{de} tangentielle ~~de~~^{de} le long d'une arête pointue la forme des lignes de flux est déterminée par l'éq

En superposant cette solution sur (24) qu'on ^{les} avari multipliées par des coefficients constants, on obtient ~~des~~^{des} équations qui représentent le passage auprès d'une arête pointue avec ~~des~~^{des} composantes données normales et tangentielle. Soient la fig. représente le ~~non~~^{non} ~~dont les lignes de flux~~^{lignes de flux} ~~se coupent~~^{se coupent} ~~à un angle~~^{à un angle} ~~parallèles à un vecteur~~^{parallèles à un vecteur}

§ 12) ~~de~~^{de} L'état du mouvement dans une grande distance résulte de l'emploi des mêmes développements que dans § 8. Si nous omettons

les termes { .. ~~qui sont pas d'importance~~^{qui sont pas d'importance}, ~~et comme~~^{et comme} ~~différent~~^{différent} ~~un~~^{un} ~~qui~~^{qui} ~~separément~~^{separément} ~~des~~^{des} ~~ses~~^{ses} ~~mouvement~~^{mouvement} ~~potentiel~~^{potentiel}, ~~qui ne nous intéressent pas~~^{qui ne nous intéressent pas} ~~sans~~^{sans} nous ~~étudier~~^{étudier} arrivons aux éq



ce qui s'obtient aussi par de (14) par substitution $\phi = \frac{2}{\alpha}$

Elles représentent un mouvement dans l'étendue d'une demi-plaine, causé par l'existence d'un courant tangentiel ^{limitaire} dans O. D'autre part ~~est~~ ce mouvement peut être regardé comme ~~source~~ efflux d'une source ^{en} au point O dans l'espace entre les parois perpendiculaires X Y. En superposant cette solution sur (21) on obtient ~~le~~ l'efflux d'une source dans l'espace entre des parois inclinées sous l'angle (moindre de $\frac{\pi}{2}$) $\alpha = \arctan a$:

$$u = \sqrt{b} u \dots (32)$$

La vitesse résultante, ~~totale~~ radiale, est:

~~* La condition de la continuité des vitesses on peut écrire~~

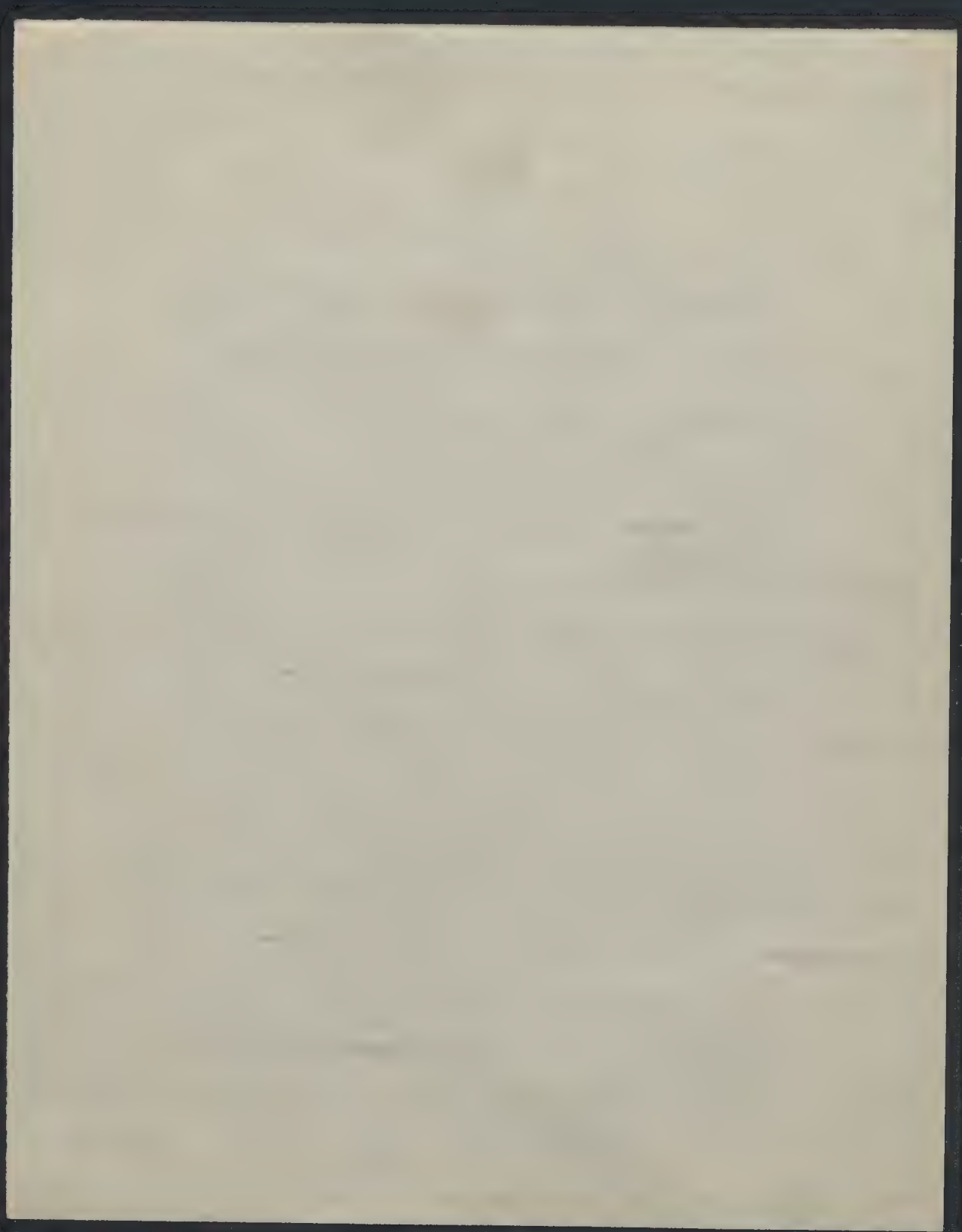
* La condition de la continuité des vitesses donne naissance à la règle suivante:

On peut superposer toujours des mouvements ~~conjugués~~ ^{correspondants à} par la même forme des parois. Parmi des mouvements à différentes formes des parois peuvent être superposés, mais dans ce cas seulement si l'espace occupé par le liquide dans son mouvement résultant ne contient pas ces endroits où se trouvent les parois d'un des mouvements ^{de même que 21}.

Je remarquerai encore que le mouvement (31) est contenu, comme forme limite, parmi les mouvements examinés par Rayleigh; il résulte de l'éq. (28) en ~~lorsque~~ ~~lorsque~~ le rayon du cercle qui contient le ^{liquide} ~~mouvement~~ s'étend à l'infini.

D'autre part il est intéressant de comparer les mouv. ~~...~~ avec les mouvements correspondants à symétrie axiale qui ont été ^{étudiés} ~~examinés~~ par Sampson.

Cet auteur a démontré, ~~que~~ qu'il résulte d'une paroi plane avec ouverture circulaire un mouvement peut naître dont les lignes de flux (dans la coupe ~~de~~ associée) sont des hyperboles coaxiales. La fonction du flux ϕ est \dots



où r désigne le rayon de l'ouverture, V la vitesse dans son milieu g la coordonnée hyperbolique du point xy , c'est à dire la racine hyperbolique de l'équ. en λ :

des bords

Dans le voisinage immédiat ~~de l'ouverture~~ de l'ouverture, c'est à dire dans des distances petites par rapport à ses dimensions diamètres, les hyperboles dégénèrent en paraboles et le mouvement 33 ^{en effet} coïncide avec le mouvement étudié dans le §9.

Pour des grandes distances de l'ouverture, au contraire, les équations de Lamour donnent des formules ~~qui~~ qui représentent un écoulement d'eau à trois dimensions d'une source dans une peris plaine; le résultat est analogue ^{en} ~~dans~~ ~~quelque~~ sorte ^{au} ~~au~~ §8, puisque le liquide y est animé ^{aussi} ~~de même que~~ avec une vitesse radiale, proportionnelle au $\sin \theta$, mais ^{en raison du} ~~(en raison inverse du carré de la distance r ;~~ la distribution de la pression est déterminée par la formule:



